



TITLE:

高エネルギー原子核・原子核衝突 による1粒子ラピディティ分布の fractal次元(カオスとその周辺,研究会報告)

AUTHOR(S):

美谷, 島実; 鈴木, 尚通

CITATION:

美谷, 島実 ...[et al]. 高エネルギー原子核・原子核衝突による1粒子ラピディティ分布の
fractal次元(カオスとその周辺,研究会報告). 物性研究 1991, 56(2): 141-143

ISSUE DATE:

1991-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/94533>

RIGHT:

高エネルギー原子核・原子核衝突による1粒子ラビディティ分布のfractal次元

信州大・教養 美谷島実
松商学園短大 鈴木尚通

1. 序

高エネルギー原子核・原子核衝突に於いては、衝突のごく初期の段階で非常に高密度の状態が生成される可能性があるので、ハドロンのバッグが破れて、大きな領域で多数のクォーク、グルオンが相互作用する、いわゆる、クォーク・グルオンプラズマ(QGP)が生成される事が期待されている。QGPが生成されると、非常に多数の粒子が放出され、粒子数の狭い角度内の揺らぎが非常に大きくなる可能性が指摘されている¹⁾。

ここでは、原子核・原子核衝突によって得られた半包含事象の1粒子ラビディティ分布を1事象毎に、分布のフラクタル次元 D ($1 \leq D \leq 2$)を求める方法：分布のパターンから次元を求める方法(Higuchiの方法²⁾)と、分布のパワースペクトラムから次元を求める方法(最大エントロピー法³⁾)とを用いて解析する。

2. Higuchiの方法

時系列 $x(j)$ ($j = 1, 2, \dots, N$)に対して、次の様に長さを定義する、

$$L_m(k) = \sum_{i=1}^{i_m} |x(m+ik) - x(m+(i-1)k)| \cdot N_f / k \quad (1)$$

ただし、 $m=1, 2, \dots, k$, $i_m = [(N-m)/k]$, $N_f = (N-1) / (i_m \cdot k)$ (N_f は規格化因子)。(15)を m について平均した長さを、

$$\langle L(k) \rangle = \sum_{m=1}^k L_m(k) / k \quad (2)$$

で定義する。 $\langle L(k) \rangle \propto k^{-D}$ の様に振舞う時、 D をフラクタル次元と言う²⁾。

HELIOS-emulsion 共同実験(200GeV/Aの ^{32}S とWの衝突)によって得られた E_T 分布のtail部分に属する1粒子擬ラビディティ分布⁴⁾を図1に示す。図1の分布の各ビンに対して左から(擬ラビディティに昇順に)番号を付け、それぞれのビンの中に入った粒子数を $X(j)$ とし、樋口の方法を適用する。図2に $\langle L(k) \rangle$ の k 依存性を両対数のグラフに示す。図の直線は $k=1$ から15迄の値を用いて最小二乗法で求めた(c.c.は相関係数を示す)。図2の事象のフラクタル次元は $D=1.61$ となる。

3. パワースペクトル解析

離散変数 $X(i)$ の自己相関関数を $R[k] = E \{X(i+k)X(i)\}$ とする。ここで $E \{ \dots \}$ はアンサンブル平均を表わす。 $X(i)$ のパワースペクトラムは

$$S(f) = \sum R[k] \exp(-2\pi i f k \Delta) \quad (3)$$

で与えられる。ここで Δ は擬ラビディティ分布のビンの幅を表わす。個々の事象の1粒子擬ラビディティ分布に対する解析をすること、個々の事象はすべての角度領域で必ずしも測定されている訳では無いことを考慮すると、パワースペクトラムを推定する際に最大エントロピー法を用いた方が良いと思われる。パワースペクトラム $S(f)$ の m 次の推定値 $S_m(f)$ は

$$S_m(f) = \frac{P_m \Delta}{|1 - \sum a_k^m \cdot \exp(-2ifk\Delta)|} \quad (4)$$

で与えられる。ここで a_k^m , P_m は次の漸化式を満たす,

$$a_k^m = a_k^{m-1} - K_m a_{m-k}^{m-1} \quad (k=1, 2, \dots, m-1), \quad a_m^m = K_m, \quad (5)$$

$$P_m = (1 - K_m^2) P_{m-1}, \quad (6)$$

$$K_m = \frac{2 \sum e_{m-1}[n] f_{m-1}[n-m]}{\sum (e_{m-1}[n]^2 + f_{m-1}[n-m]^2)}, \quad (7)$$

$$e_m[n] = e_{m-1}[n] - K_m f_{m-1}[n-m], \quad (8)$$

$$f_m[n-m] = e_{m-1}[n-m] - K_m e_{m-1}[n] \quad (9)$$

漸化式は $P_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X(i) - \bar{X})^2$, $e_0[n] = f_0[n] = X(n)$ ($n=1, 2, \dots, n$)

から始る。パワースペクトラムの推定値の次数 m ($=M$) は赤池の情報量基準⁵⁾が最低となるように決める。パワースペクトラム $S(f)$ の m 次の推定値が

$$S_m(f) \propto f^{-\gamma}, \quad \text{または} \quad \ln S_m(f) \propto -\gamma \ln f$$

の様に振舞うとき、1粒子分布のフラクタル次元 D は $D = (5 - \gamma) / 2$ で与えられる。

図1の1粒子分布を解析した結果を図3に示す。図中の直線は $0.2 \leq f \leq 1.1$ の範囲に対して最小二乗法を適用して求めた。最大エントロピー法を用いて得られたフラクタル次元も樋口の方法で求めたものとほぼ一致する。

4. まとめ

高エネルギー原子核・原子核衝突によって得られた事象の1粒子ラビディティ分布をHiguchiの方法と、パワースペクトル解析(最大エントロピー法)とを用いて解析し、分布のフラクタル次元を求めた。ここでは、1事象に関する解析結果を示したのみだが、今までの解析結果⁶⁾から、いずれの方法で求められた次元もほぼ一致し、1粒子分布が複雑に見える分布の次元は高くなる事が分ってきている⁵⁾。QGPが高エネルギー原子核・原子核衝突で生成され、発生する2次粒子の角分布の大きな揺らぎとしてその信号が現れるならば、これらの解析方法によってQGPの信号が検出される可能性があると思われる。

[参考文献]

- 1) L. Van Hove, Z.Phys., C21(1983)93
- 2) T.Higuchi, Physica, D31(1988)277; 樋口知之, 統計数理, 第37巻(1989)209
- 3) A.Papoulis, IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Proc., ASSP-29(1981)1176.
- 4) HELIOS-Emulsion Collab., T. Akesson et al., Nucl. Phys., B252(1990)279
- 5) H.Akaike, IEEE Trans. Autom. Contr., AC-19(1974)716
- 6) N.Suzuki et al., Fractal Dimension in JACEE Events, Prog. Theor. Phys., 85 (1991), in press; N.Suzuki and M.Biyajima, Fractal Dimension in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions, in preparation

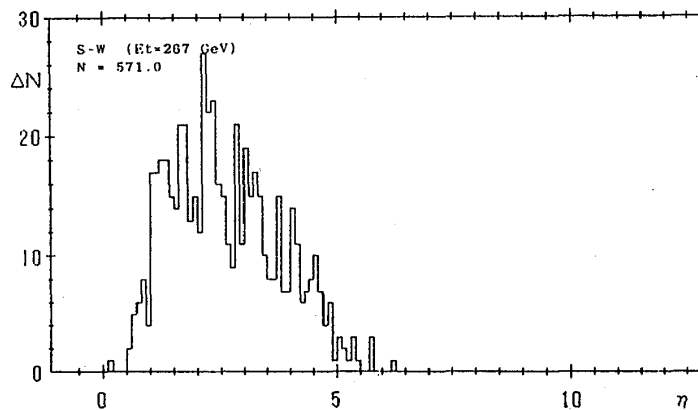


図 1

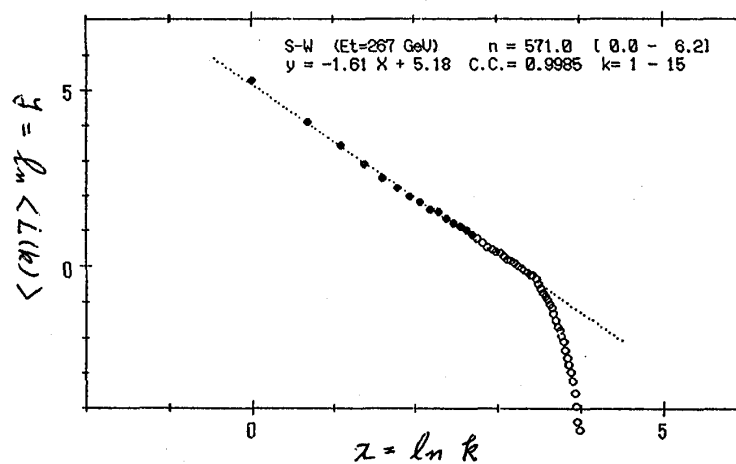


図 2

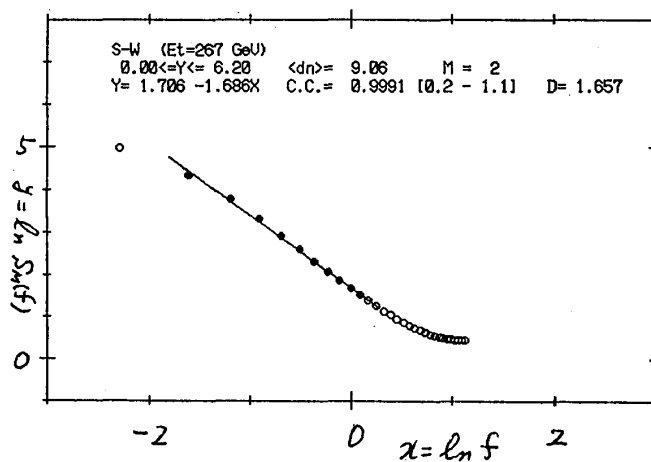


図 3